

А.П. Иванов

## ОБНАРУЖЕНИЕ ГЛУБИННЫХ ЗОН ПОВЫШЕННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Проанализированы предельные глубины обнаружения слоев повышенной прозрачности в океане. В основу метода положена оценка той глубины, на которой отношение сигнал-шум равно пороговому значению системы фотозлектрической регистрации. Используются математические соотношения, полученные в работе [6] на основе диффузионного и малоуглового диффузионного приближения теории переноса излучения. Метод учитывает оптические свойства толщи воды и лоцируемого слоя, параметры приемно-излучательного устройства, внешние засветки. Среди рассмотренных закономерностей выявлены условия, при которых предельная глубина лоцирования не зависит от энергетических характеристик приемника и источника, длительности световых импульсов, шумов тракта, внешних засветок.

Естественные и искусственные водоемы, как правило, не являются однородными по глубине. Вследствие различных гидрологических и биофизических процессов в воде на различных глубинах могут образовываться слои повышенной мутности или наоборот – вода на глубине становится более прозрачной, чем у поверхности. Последнему случаю соответствуют субполярные воды Мирового океана и многие внутренние водоемы. Обнаружение таких зон «просветления» представляет большой интерес, ибо в них более эффективно работают системы подводного телевидения, связи, передачи информации на световом луче.

Указанную задачу можно успешно решать с помощью импульсного лазерного зондирования. Методика расчета мощности сигнала обратного рассеяния при импульсном зондировании стратифицированной водной среды была предложена в работе [1]. В работах [2 – 4] с учетом реальных шумов и внешних засветок оценены предельные глубины обнаружения дна и отдельных предметов указанным способом.

В последних исследованиях автора [5, 6] на основе диффузионного и малоуглового диффузионного приближения теории переноса излучения предложена аналитическая методика оценки условий обнаружения неоднородных слоев воды и приведены примеры влияния разных параметров на предельную глубину их обнаружения. Полученные там формулы применимы для определения максимальных глубин обнаружения слоев как повышенной, так и пониженной мутности относительно поверхностного слоя воды. Однако конкретный анализ проведен только для первого случая. В настоящей статье, опираясь на разработанную методику [6], проанализируем предельные глубины обнаружения зон повышенной прозрачности в океанских водах методом лазерного зондирования.

Модель водной среды представляется в виде двух однородных плоскопараллельных слоев. Первый (верхний) слой толщиной  $h_1$  характеризуется индикатрисой рассеяния  $x_1(\gamma)$ , показателем ослабления  $\varepsilon_1 = \sigma_1 + \chi_1$ , вероятностью выживания фотона  $\Lambda_1 = \sigma_1 / (\sigma_1 + \chi_1)$ , где  $\sigma_1$  и  $\chi_1$  – показатели рассеяния и поглощения. Второй (нижний) слой, практически бесконечно толстый (что соответствует большинству реальных ситуаций), имеет соответственно характеристики  $x_2(\gamma)$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\Lambda_2$ . При этом  $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$ .

Импульсный источник света и фотоприемник совмещены между собой и находятся под поверхностью воды. Задача сводится к нахождению той максимальной глубины расположения слоя повышенной прозрачности, когда отношение сигнал-шум  $\delta$  от этого лоцируемого слоя становится равным пороговому значению  $\delta^{th}$  рассматриваемой фотозлектронной системы.

Отношение сигнал-шум

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{(1/\delta_{sh})^2 + (1/\delta_p)^2}}, \quad (1)$$

где

$$\delta_{sh} = \bar{k} \sqrt{An\bar{\eta}} t_r \quad (2)$$

– отношение сигнал-шум для дробовых шумов;

$$\delta_p = \bar{k}/k_{if} \quad (3)$$

– отношение сигнал-шум для шумов приемно-излучательного тракта. Здесь контраст

$$\bar{k} = \bar{B}_{sm}/(\bar{B}_{sm} + 2\bar{B}_b + 2\bar{B}_i); \quad (4)$$

коэффициент передачи энергии

$$\bar{\eta} = (\bar{B}_{sm} + 2\bar{B}_b + 2\bar{B}_i)/2W; \quad (5)$$

энергетический параметр приемно-излучательного устройства

$$A = 2WS S_\lambda \omega/e. \quad (6)$$

В приведенных формулах  $k_{if}$  – низкочастотный коэффициент вариации числа попадающих на приемник фотонов;  $W$  – энергия одного посылаемого светового импульса;  $n$  – число импульсов;  $S$  и  $\omega$  – площадь объектива и телесный угол приемника;  $S_\lambda$  – спектральная чувствительность фотокатода;  $e$  – заряд электрона;  $\bar{B}_{sm}$ ,  $\bar{B}_b$ ,  $\bar{B}_i$  – яркости принимаемого излучения, соответствующие максимальному значению сигнала от лоцируемого слоя, помехе обратного рассеяния (ПОР), внешней засветке, которые усреднены по площади  $S$ , углу  $\omega$  и времени инерционности приемника  $t_r = 1/\Delta f$ , где  $\Delta f$  – полоса пропускания частот приемного тракта. Поскольку в данном случае лоцируется слой пониженной мутности, то на осциллограмме в соответствующий момент наблюдается не «всплеск», а «провал», максимальное значение абсолютной величины которого равно  $\bar{B}_{sm}$ .

Формулы для  $\bar{B}_{sm}$ ,  $\bar{B}_b$ , с учетом растягивания в среде исходного импульса длительностью  $t_0$  вследствие многократного рассеяния света, получены в работе [6]. Там же указаны допущения, используемые в расчетах.

Проводимый ниже анализ закономерностей изменения максимальных глубин обнаружения слоев «просветления»  $h_1^m$  от величин различных параметров получен при  $\delta^{th} = 3$ , соответствующем достаточно высокой вероятности (достоверности) обнаружения. Значения  $n$  везде равны единице, а  $W = 1$  Дж. В [6] было показано, что в принципе оптимальное значение  $t_r$  может быть разным, но для подавляющего числа ситуаций использование  $t_r$  порядка 100 нс не уменьшает искомую величину  $h_1^m$  более чем на 5–10%. Поэтому здесь везде  $t_r = 100$  нс. Кроме того, с целью уменьшения числа оптических параметров задачи использованы статистические корреляционные соотношения [5]:

$$\Lambda = 0,955 - 0,035/\varepsilon, \quad 1 - F = \frac{10^{-3}(0,4 + 7,83\varepsilon + 3,05\varepsilon^2)}{0,955\varepsilon - 0,035}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  выражено в  $\text{м}^{-1}$ , а  $1 - F$  – доля света, рассеянного элементарным объемом в заднюю полусферу, которая зависит от  $x(\gamma)$  и входит в формулы (4) и (5). Параметр  $\Lambda$  также входит в указанные формулы. Применение (7) приводит к использованию только двух характеристик воды  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ .

Начнем исследования с влияния соотношения между  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  на  $h_1^m$  (рис. 1). При этом рассмотрим освещение среды  $\delta$ -импульсом. Для полноты картины здесь  $\varepsilon_2 \geq \varepsilon_1$ . Естественно, что при  $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$  величина  $h_1^m = 0$ . С ростом  $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|$  глубина лоцирования растет. Однако этот рост не безграничен. При превышении одного показателя ослабления над другим в 3–5 раз наступает резкое замедление увеличения  $h_1^m$ . Обращает на себя внимание при отсутствии шумов тракта сохранение большой глубины локации даже при близости  $\varepsilon_2$  к  $\varepsilon_1$ . Реально так не бывает, ибо в любой ситуации  $k_{if} \neq 0$ . Структура семейства кривых при  $\varepsilon_1 = 0,15$  и  $0,3 \text{ м}^{-1}$  сходна между собой, только сдвинута на разные отрезки по оси абсцисс. При прочих равных условиях с ростом  $\varepsilon_1$  зна-

чения  $h_1^m$  уменьшаются. Кривые 1–3 получены при  $A = 10^{17} \text{ м}^2$ . Для того чтобы представить, каким реальным параметрам это соответствует, приведем пример:  $W = 1 \text{ Дж}$ ,  $S_\lambda = 6,5 \cdot 10^{-2} \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$ ,  $S = 0,0764 \text{ м}^2$ ,  $\gamma = \sqrt{\omega/\pi} = 10^0$ . Кривые 4 построены при  $A = 10^{10} \text{ м}^2$ . Видно, что при уменьшении энергетического параметра на 7 порядков  $h_1^m$  уменьшается не очень сильно. Особенно это заметно при  $\varepsilon_1 = 0,3 \text{ м}^{-1}$ .

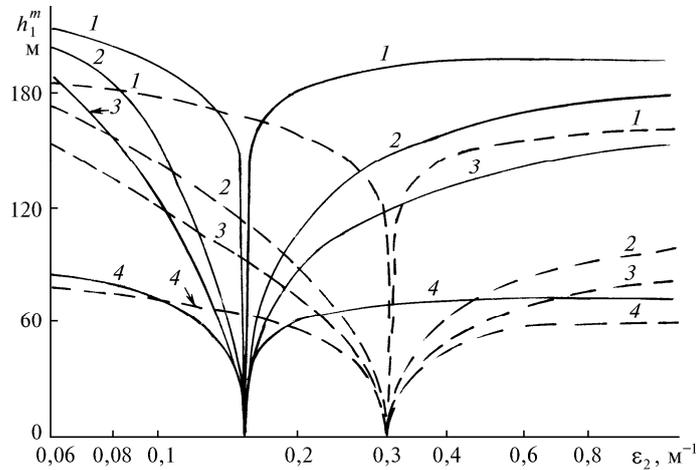


Рис. 1. Зависимость  $h_1^m$  от  $\varepsilon_2$  при  $\bar{B}_i = 0$  и разных  $\varepsilon_1$  и  $k_{lf}$ . Сплошные линии –  $\varepsilon_1 = 0,15 \text{ м}^{-1}$ ; штриховые –  $0,3$ . Цифры у кривых соответствуют следующим значениям  $k_{lf}$  и  $A, \text{ м}^2$ : 1 –  $0$  и  $10^{17}$ ; 2 –  $0,04$  и  $10^{17}$ ; 3 –  $0,06$  и  $10^{17}$ ; 4 –  $0,06$  и  $10^{10}$

Более подробно влияние  $A$  на  $h_1^m$  прослеживается на рис. 2. Там значения  $A$  выражены в  $\text{м}^2$ . Рассматривается случай  $\delta$ -импульса и импульса с длительностью  $t_0 = 50 \text{ нс}$ . Из рис. 2 видно, что при  $k_{lf} = 0$  зависимость  $h_1^m = f(\lg A)$  почти прямолинейная. С ростом  $k_{lf}$ , начиная с определенных  $A$ , влияние энергетического коэффициента почти не сказывается на предельной глубине лоцирования слоя. Когда  $h_{lf} = 0,025$ , при любых  $A$  значение  $h_1^m$  остается постоянным. Это связано с тем, что над дробовыми шумами преобладают шумы тракта. Роль  $t_0$  сказывается и особенно сильно при лоцировании малых глубин, когда растягивания импульса не наблюдается. Здесь конечное  $t_0$  уменьшает величину  $h_1^m$ . Наоборот, если слой лоцируется на большой глубине, то вследствие многократного рассеяния импульс растягивается на сотни наносекунд и влияние исходной небольшой величины  $t_0$  несущественно. Особенно хорошо это видно из рис. 3.

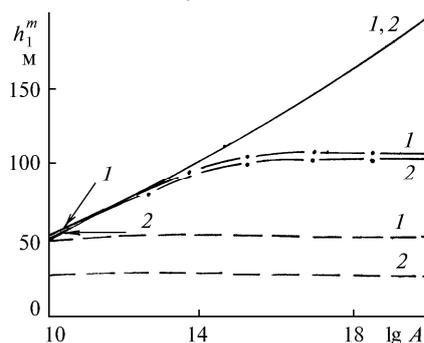


Рис. 2. Зависимость  $h_1^m$  от  $\lg A$  при  $\varepsilon_1 = 0,3 \text{ м}^{-1}$ ,  $\bar{B}_i = 0$  и разных  $t_0$  и  $k_{lf}$ . 1 –  $t_0 = 0$ ; 2 –  $50 \text{ нс}$ . Сплошные линии –  $k_{lf}$ , штрихпунктирные –  $0,01$ , штриховые –  $0,025$

На нем представлен тот диапазон длительностей вспышек лазерного излучения, который реально используется при локации водных сред. Из рисунка видно, что если прозрачный слой «резко выражен» и поэтому лоцируется с очень большой глубины, то переход с освещения  $\delta$ -импульсом на импульс длительностью  $t_0 = 100 \text{ нс}$  (а реально и значительно больше) не уменьшает величину  $h_1^m$ . Поэтому стремление к уменьшению длительности исходного импульса с целью увеличения глубин локации не всегда является целесообразным.

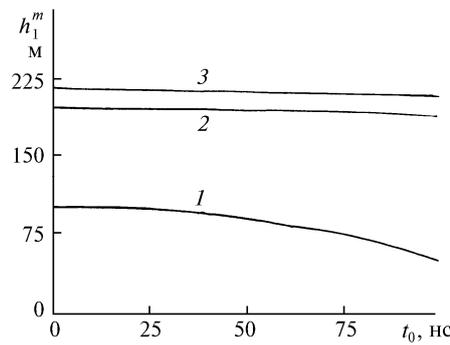


Рис. 3. Зависимость  $h_1^m$  от  $t_0$  при  $A = 10^{17} \text{ м}^2$ ,  $k_{lf} = 0,04$ ,  $\bar{B}_i = 0$  и  $\epsilon_1 = 0,15 \text{ м}^{-1}$ . Цифры у кривых соответствуют следующим значениям  $\epsilon_1, \text{ м}^{-1}$ : 1 – 0,125; 2 – 0,068; 3 – 0,047

Прежде чем анализировать влияние низкочастотных шумов излучательно-приемного тракта, остановимся на возможности оценки величины  $k_{lf}$ . Эта характеристика определяется шумами источника света, среды, через которую он распространяется (вследствие флуктуаций ее оптических свойств), приемного устройства. Для указанных шумов дисперсия пропорциональна числу фотоэлектронов, зарегистрированных за промежутки времени  $t_r$ . В принципе, если известны оптические свойства верхнего слоя воды, параметры приемно-излучательного устройства, диаметр и коэффициент яркости диффузно отражающего свет диска, то, измеряя на разных глубинах погружения диска отношение сигнал-шум, можно определить  $k_{lf}$ , используя аналитические методики расчета  $\delta$  при импульсном лоцировании объектов в мутных средах [2, 3, 7]. К сожалению, точность нахождения  $k_{lf}$  таким способом невелика ввиду необходимости знания большого количества параметров, каждый из которых известен с определенной погрешностью. Однако в большинстве реальных ситуаций шумы тракта определяются в основном не источником света и водной средой, а приемным устройством. Если говорить о телевизионной системе, то при больших световых потоках для нее пороговый контраст  $k^{th}$ , в отличие от глаза, достаточно велик и достигает примерно 0,1. Поэтому для регистрирующих систем такого типа, когда отсутствуют дробовые шумы, согласно (3)  $k_{lf} = k^{th}/\delta_p = 0,1/3 = 0,033$ . Это число дает порядок величины  $k_{lf}$  для системы регистрации. Можно считать, что реальный интервал значений  $k_{lf}$  лежит в области 0,02 – 0,05.

Рассмотрим теперь зависимость  $h_1^m$  от шумов тракта при разной прозрачности лоцируемого слоя (рис. 4). Для получения более полной картины рассмотрен диапазон значений  $k_{lf}$ , который значительно шире указанного выше.

Из рис. 4 видно, что в области малых  $k_{lf}$ , если разница между  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  велика, слой лоцируется с большой глубины и диапазон значений  $k_{lf}$ , не влияющих на величину  $h_1^m$ , значительно шире, чем когда разность  $\epsilon_1 - \epsilon_2$  невелика.

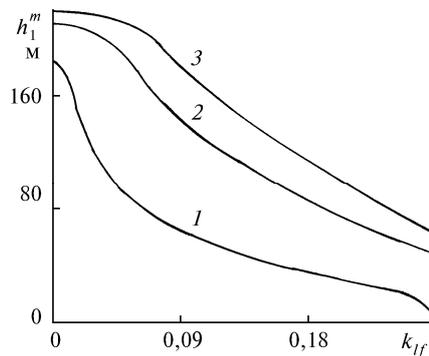


Рис. 4. Зависимость  $h_1^m$  от  $k_{lf}$  при  $A = 10^7 \text{ м}^2$ ,  $t_0 = 0$ ,  $\epsilon_1 = 0,15 \text{ м}^{-1}$ ,  $\bar{B}_i = 0$ . Цифры у кривых соответствуют следующим значениям  $\epsilon_2, \text{ м}^{-1}$ : 1 – 0,125; 2 – 0,068; 3 – 0,047

Нередко локацию приходится проводить при наличии внешних засветок среды. Этот случай рассмотрен на рис. 5. Значения  $\bar{B}_i$  представлены в логарифмическом масштабе и выражены в

Дж·ср·м<sup>-2</sup>·нс<sup>-1</sup>. Стрелки на шкале абсцисс соответствуют значениям яркости, создаваемым ночным небосводом, Луной и Солнцем при чистой атмосфере на приемнике излучения, погруженном под поверхность воды.

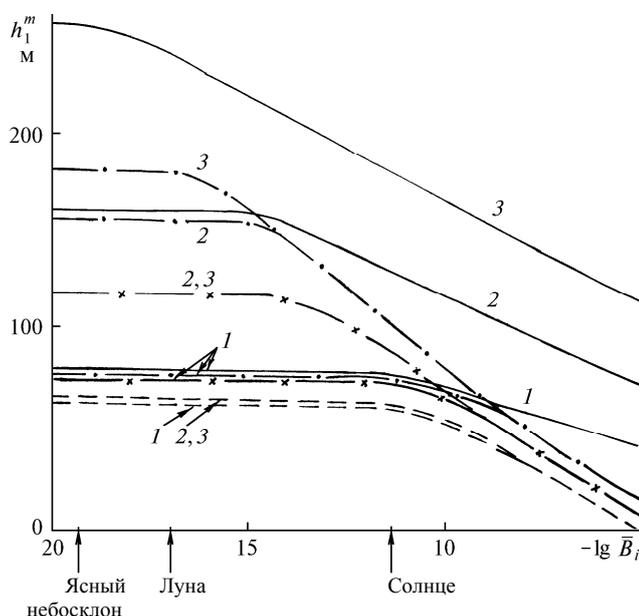


Рис. 5. Зависимость  $h_1^m$  от  $-\lg \bar{B}_i$  при  $\varepsilon_1 = 0,2 \text{ м}^{-1}$ ,  $\varepsilon_2 = 0,08 \text{ м}^{-1}$ ,  $t_0 = 30 \text{ нс}$ . Цифры у кривых соответствуют следующим значениям  $A$ , м<sup>2</sup>: 1 -  $10^{10}$ ; 2 -  $10^{15}$ ; 3 -  $10^{20}$ . —  $k_{if} = 0$ ; - · - - 0,04; —x— 0,1; - - - - 0,2

Рассмотрены следующие условия: высота Луны и Солнца близка к 90°; коэффициент отражения толщи воды в сине-зеленой области спектра равен 0,03; из всего излучения на длине волны 530 нм выделяется спектральный интервал 1 нм. Диапазон изменения  $k_{if}$  и  $A$  достаточно широк. Обращает на себя внимание то, что если вследствие большого  $A$  или малого  $k_{if}$  удастся обнаружить слой повышенной прозрачности на очень большой глубине, то появление даже небольших ночных засветок уменьшает величину  $h_1^m$ . В то же время, когда глубина лоцирования относительно невелика, то влияние  $\bar{B}_i$  в широком диапазоне ее изменения не проявляется на значениях  $h_1^m$ .

В заключение автор выражает глубокую благодарность В.В. Баруну за помощь в проведении численных расчетов.

1. Васильков А. П., Кондрашин Т. В., Мясников Е. В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1989. Т. 25. N 1. С. 102–105.
2. Иванов А. П., Колесник А. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 3. В. 2. С. 146–153.
3. Колесник А. И., Иванов А. П. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1990. N 5. С. 44–48.
4. Иванов А. П., Колесник А. И. // Морской гидрофизический журнал. 1990. N 2. С. 40–45.
5. Иванов А. П. // Изв. РАН. Сер. ФАО. 1996. Т. 32. N 4. С. 505–513.
6. Иванов А. П. // Изв. РАН. Сер. ФАО. 1996. Т. 32. N 4. С. 514–522.
7. Колесник А. И., Иванов А. П. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1986. N 4. С. 53–58.

Институт физики АН республики Беларусь им. Б.И. Степанова,  
Минск

Поступила в редакцию  
8 августа 1996 г.

#### A. P. Ivanov. Detection of Depth Regions of Sea Water with Higher Transparency by Pulse Laser Sounding.

Limiting depth values for detection of oceanic layers with higher transparency are analyzed. The method is based on the estimation of a depth value when signal-to-noise ratio is equal to the threshold level of the photoelectric recording system. The mathematical relations derived based on the diffusion and small-angle diffusion approximations of the radiative transfer theory are used. The method includes optical properties of the water depth and layer sounded, characteristics of the recording and irradiating equipment, external illumination. Considered regularities have allowed us to reveal conditions providing the independence of the limiting sounding depth on energy parameters of the light receiver and source, duration of light pulses, path noises, external illumination level.